

Государственный научный центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов

БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ
РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА ИОНОВ H^-
В ИСТОЧНИКЕ

ИЯФ 96-54

НОВОСИБИРСК

1996

**Бесконтактное измерение расходимости
пучка ионов H^- в источнике**

В.В. Анциферов

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

Показана принципиальная возможность бесконтактного контроля с высокой точностью расходимости и эмиттанса ускоренного пучка ионов H^- на выходе из источника при использовании пассивной доплеровской спектроскопии пучка возбужденных атомов водорода, полученных при нейтрализации ионов с возбуждением на остаточном газе в тракте источника. При плотностях остаточного газа в тракте источника порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ торр рассчитана интенсивность излучения H_α -линии, регистрируемая доплеровской системой, с учетом основных процессов возбуждения и девозбуждения уровней $3s$, $3p$ и $3d$ атомов водорода пучка и показана возможность фотоэлектронной регистрации спектрального контура H_α -линии.

**Non-contact measurement of H^- ion
beams divergence in a source**

V.V. Antsiferov

Institute of Nuclear Physics SB RAS
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The possibility of non-contact control with a high accuracy of the divergence and emittance of the accelerated H^- ion beam at the source outlet by passive Doppler spectroscopy of the excited hydrogen atom beam resulting from ion neutralization with the exitement in residual gas in the source duct is presented. At the densities of a residual gas in the source duct of the order of $10^{-4} - 10^{-5}$ torr the intensity of H_α line radiation registered by Doppler system is determined taking into account main processes of exitement and de-exitement of $3s$, $3p$, $3d$ levels of hydrogen atom beam. The possibility of photoelectronic registration of the contour of the spectral of H_α line is also given.

1 Введение

Контроль параметров пучка ионов H^- в процессе непрерывной работы источника является чрезвычайно актуальной задачей. Использование контактных датчиков [1–3] не решает этой проблемы, поскольку они вносят возмущения в пучок, увеличивают его расходимость и их практически невозможно использовать для непрерывного контроля расходимости пучка ионов в процессе работы источника. Единственным методом, позволяющим осуществлять такой невозмущающий контроль, является метод доплеровской спектроскопии, который применялся автором для контроля расходимости высокоинтенсивных пучков атомов и отрицательных ионов водорода в тракте ускорителя [4,5] и для измерения температуры атомов водорода в разряде плазмы поверхностно-плазменных источников ионов H^- [6,7].

2 Интенсивность H_α -линии, излучаемой ускоренным пучком частиц на выходе из источника

Транспортировка пучка ионов H^- по тракту источника сопровождается их нейтрализацией и возбуждением на частицах остаточного газа. Число фотонов $N(H_\alpha)$, спонтанно излучаемых в H_α -линию возбужденными атомами водорода пучка в течении времени t_r пролета атомами пучка области регистрации, составляет

$$N(H_\alpha) = N_{3s} + N_{3p} + N_{3d}, \quad (1)$$

где N_m – число фотонов, испускаемых атомами водорода пучка на переходах $3s \rightarrow 2p$, $3p \rightarrow 2s$, $3d \rightarrow 2p$, соответственно. N_m определяется числом спонтанных распадов за время пролета t_r за время пролета области регистрации возбужденными атомами водорода всего объема импульса пучка и попадающих в приемную систему доплеровской системы регистрации (ДСР) с угловой апертурой $\Delta\varphi_A$

$$N_m = \frac{D\Delta\varphi_A V A_m}{4\pi f} \int_0^{t_r} n_m(x) dt. \quad (2)$$

Здесь D и f – диаметр и фокус собирающей линзы L_1 (рис.1), A_m – вероятности соответствующих спонтанных переходов:

$A_{3s} = 0.63 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_{3p} = 2.2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_{3d} = 6.4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, V – объем импульса пучка длительностью τ , равный $V = \pi d^2 c \tau \beta / 4$, $n_m(x)$ – плотности возбужденных атомов водорода в точке регистрации в состояниях $3s$, $3p$ и $3d$:

$$n_m(x) = n_m^0(x) e^{A_m t}. \quad (3)$$

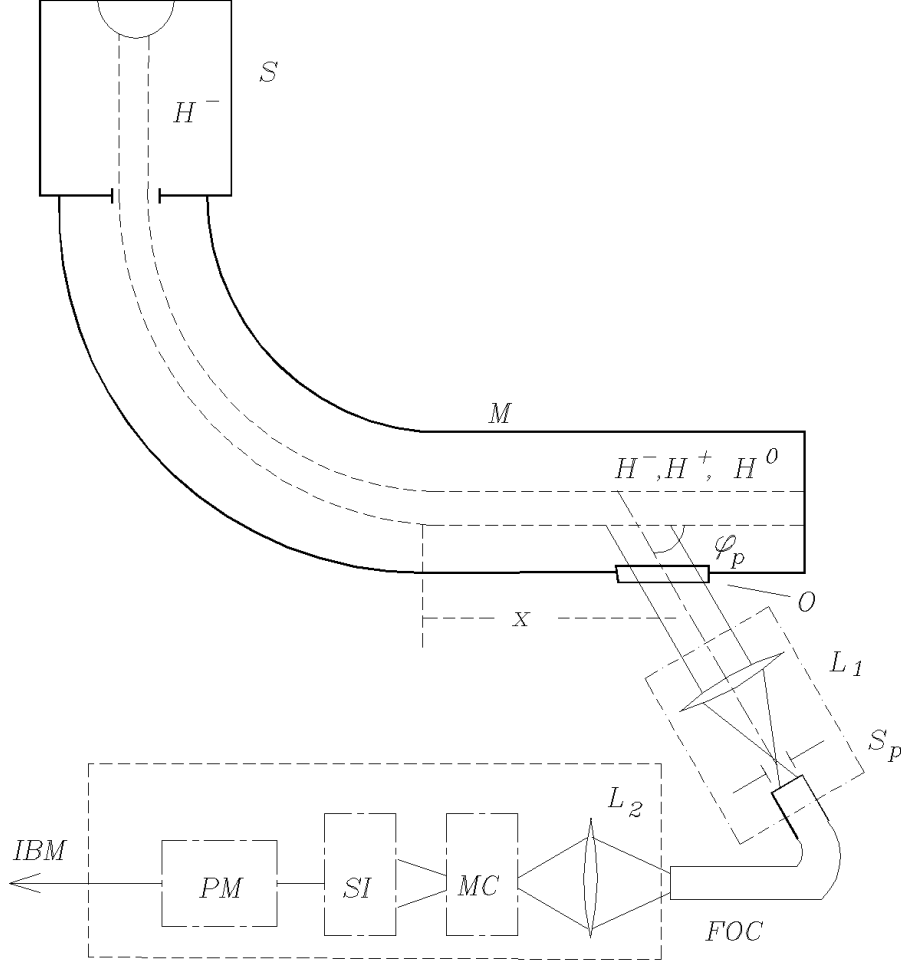


Рис. 1: Доплеровская система регистрации пучка ионов H^- в источнике: S – источник ионов H^- , M – магнит поворотный, O – оптическое окно, L_1 – линза собирающая, S_p – щель приемного блока, FOC – волоконно-оптический кабель, L_2 – линза фокусирующая спектрального блока, MC – монохроматор, SI – сканирующий интерферометр, PM – фотумножитель.

Плотности возбужденных атомов водорода $n_m^0(x)$ после прохождения частицами тракта источника длиной x находятся из уравнения с учетом процессов возбуждения ионов H^- и атомов H^0 при столкновениях с остаточным газом и процессов радиационного распада возбужденных уровней и распада в результате столкновений с остаточным газом:

$$\frac{dn_m^0(x)}{dx} = n_g [n^0(x) \sigma_{o,m} + n^- \sigma_{-1,m}] - \frac{n_m^0(x) A_m}{v} - n_g n_m^0(x) \sigma_{DC}. \quad (4)$$

Здесь n_g – плотность частиц остаточного газа в тракте источника, $n^0(x)$ – плотность атомов водорода в основном состоянии $1s$ в пучке, $n^-(x)$ – плотность ионов H^- в пучке, $\sigma_{o,m}$

– сечение возбуждения атомов водорода в состояния m при столкновениях с остаточным газом, $\sigma_{-1,m}$ – сечение перезарядки ионов H^- с возбуждением атомов водорода в состояния m при столкновениях с остаточным газом, v – продольная скорость ускоренного пучка ионов H^- , $\sigma_{DC} = \sigma_{m,o} + \sigma_{m,+1} + \sigma_{m,-1}$ – суммарное сечение распада возбужденных уровней m в результате столкновений.

Поскольку $\sigma_{-1,1} \ll \sigma_{-1,0}$, то для плотностей атомов H^o и ионов H^- в пучке из уравнений (4) находим:

$$n^-(x) = n^-(0)e^{-xn_g\sigma_{0,1}}, \quad (5)$$

$$n^o(x) = \frac{\sigma_{-1,0}n^-(0)}{\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1}}(e^{-xn_g\sigma_{0,1}} - e^{-xn_g\sigma_{-1,0}}). \quad (6)$$

Введем обозначения: $\lambda_{DC} = 1/n_g\sigma_{DC}$ – длина пробега возбужденных атомов водорода в состоянии $m=3$, связанная с распадом возбужденных уровней в результате столкновений; $\lambda_{DR} = v/A_m$ – длина пробега возбужденных атомов водорода, обусловленная распадом возбужденных уровней в результате спонтанного излучения; $1/\lambda_D = 1/\lambda_{DC} + 1/\lambda_{DR}$; кроме того $\lambda_1 = 1/n_g\sigma_{-1,0}$; $\lambda_2 = 1/n_g\sigma_{0,1}$; $B = \sigma_{-1,0}/(\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1})$. Подставляя параметры в уравнение (2), находим:

$$\begin{aligned} \frac{dn_m^o(x)}{dx} + \frac{n^o(x)}{\lambda_D} = \\ = n_g[B\sigma_{o,m}n^-(0)(e^{-x/\lambda_2} - e^{-x/\lambda_1}) + n^-(0)\sigma_{-1,m}e^{-x/\lambda_1}] \end{aligned} \quad (7)$$

Решая это уравнение с учетом начальных условий $n_m^o(0) = 0$, получим:

$$\begin{aligned} n_m^o(x) = n_g n^-(0) \left[B\sigma_{o,m}(\lambda_D^{-1} - \lambda_2^{-1})^{-1}(e^{-x/\lambda_2} - e^{-x/\lambda_D}) + \right. \\ \left. (\sigma_{-1,m} - B\sigma_{o,m})(\lambda_D^{-1} - \lambda_1^{-1})^{-1}(e^{-x/\lambda_1} - e^{-x/\lambda_D}) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Плотность возбужденных $n_m^o(x)$ атомов водорода рассчитаем для двух значений плотности n_g остаточного газа в источнике.

Оптимальные параметры источника ионов H^- для линейного ускорителя мезонной фабрики следующие: энергия пучка – 40 кэВ, ток в импульсе – 0.2 А, длительность импульса – 0.1 мс, диаметр пучка – 2 см, эмиттанс пучка – 10^{-4} рад·см, частота повторения импульсов 100 Гц. Тогда $v = 2.8 \cdot 10^8$ см·с $^{-1}$, $n^-(0) = 2 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ и параметры β составляют: для продольной составляющей скорости пучка $\beta_{||} = v/c = 7 \cdot 10^{-3}$ и для поперечной – $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c = 1 \cdot 10^{-4}$.

1. Пусть $P = 5 \cdot 10^{-5}$ торр, тогда $n_g = 1.6 \cdot 10^{12}$ моль/см 3 .

Для ионов H^- с энергией 40 кэВ сечения перезарядки составляют [8]:

$$\sigma_{-1,0} = 8.7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \sigma_{-1,1} = 4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, \sigma_{0,1} = 1.43 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \text{ тогда } \sigma_{DC}^{3s} = \sigma_{DC}^{3p} = \sigma_{DC}^{3d} = 1.6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Сечения нейтрализации с возбуждением составляют [9]:

$$\sigma_{-1,3s} = 2.1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2, \sigma_{-1,3p} + \sigma_{-1,3d} = 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2.$$

При длине тракта источника, на которой происходит перезарядка ионов H^- равной $x=20$ см, для других расчетных параметров имеем: $\lambda_1 = 0.7 \cdot 10^3$ см, $\lambda_2 = 4.4 \cdot 10^3$ см, $\lambda_{DC} = 0.4 \cdot 10^3$ см, $\lambda_{DR}^{3s} = 44$ см, $\lambda_{DR}^{3p} = 12$ см, $\lambda_{DR}^{3d} = 4.3$ см.

Тогда уравнение (8) существенно упрощается

$$n_m^o(x) = n_g n^-(0) \left[\sigma_{-1,m} \lambda_{DR}^m (1 - e^{-x/\lambda_{DR}^m}) \right]. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (4), интегрируя и подставляя в (2) и (1), для числа фотонов $N(H_\alpha)$, испускаемых H_α -линией, находим:

$$N(H_\alpha) = \frac{DV \Delta \varphi_A}{4\pi f} \sum_m n_m^o(x) (1 - e^{-A_m t_r}). \quad (10)$$

При диаметре линзы L_1 оптической системы регистрации равном $D = 6$ см время регистрации излучения H_α -линии составит $t_r = D/v = 0.2 \cdot 10^{-7}$ с. Подставляя в (10) значения всех параметров, находим

$$N(H_\alpha) = 3 \cdot 10^5 \text{ фот/имп.} \quad (11)$$

2. При давлении остаточного газа $P = 5 \cdot 10^{-4}$ торр и его плотности в тракте источника $n_g = 1.6 \cdot 10^{13}$ мол·см⁻³, $\lambda_1 = 70$ см, $\lambda_2 = 440$ см, $\lambda_{DC} = 40$ см при аналогичных других параметрах. В этом случае уравнение (8) имеет вид:

$$n_m^o(x) = n_g n^-(0) \left[\sigma_{o,m} + B \lambda_D^m (1 - e^{-x/\lambda_D^m}) + (\sigma_{-1,m} - B \sigma_{o,m}) (\lambda_D^{-m} + \lambda_1^{-1})^{-1} (e^{-x/\lambda_1} - e^{-x/\lambda_D^m}) \right]. \quad (12)$$

Здесь $\sigma_{o,m}$ – сечение возбуждения атомов водорода в состояния 3s, 3p и 3d при их столкновении с частицами остаточного газа в источнике: $\sigma_{o,3s} = 1 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{o,3p} = 1.5 \cdot 10^{-17}$ см², $\sigma_{o,3d} = 7 \cdot 10^{-18}$ см² [10]. Расчетные значения параметров $n_m^o(x)$ будут составлять: $n_{3s}^o(x) = 2.8 \cdot 10^5$ см⁻³, $n_{3p}^o(x) = 3.6 \cdot 10^5$ см⁻³, $n_{3d}^o(x) = 3.4 \cdot 10^5$ см⁻³. Подставляя значения всех параметров в уравнение (10), для числа фотонов $N(H_\alpha)$ в этом случае имеем:

$$N(H_\alpha) = 4.2 \cdot 10^6 \text{ фот/имп.} \quad (13)$$

3 Параметры доплеровской системы регистрации

Вкладом в доплеровскую ширину контура H_α -линии от разброса продольных скоростей частиц ускоренного пучка $\Delta\beta_{||}$ можно пренебречь при угле регистрации излучения φ_r близком к "магическому" углу φ_M равном [4]

$$\varphi_M = \arccos \beta_{||}. \quad (14)$$

Поскольку средняя продольная скорость частиц пучка в источнике составляет $v = 2.8 \cdot 10^8$ см·с⁻¹, то магический угол равен $\varphi_M = 89.6^\circ$. При совпадении угла регистрации излучения с магическим углом φ_M в доплеровской системе регистрации будут наблюдаться две H_α -линии: смещенная на 0.03 нм линия, испускаемая возбужденными при перезарядке ионов на остаточном газе атомами водорода пучка; и несмещенная линия, излучаемая возбужденными атомами водорода остаточного газа, образующимися в результате диссоциации молекулярного водорода при столкновении с ускоренными ионами и атомами водорода

пучка $[H^-(H_o) + H_2 \rightarrow H^-(H^o) + H_o^*(n=3) + H_o]$. Концентрация молекулярного водорода в остаточном газе в тракте источника достаточно велика ($\sim 10^{-4}$ торр) и интенсивность несмещенной H_α -линии будет сравнима с интенсивностью смещенной H_α -линии, а ее спектральная ширина составляет

$$\Delta\lambda_{v_T} = 2\lambda_o v_T / c. \quad (15)$$

При средней тепловой скорости остаточного газа $v_T = 1.38 \cdot 10^6 [3E(\text{эВ})]^{1/2}$ ширина несмещенной H_α -линии составляет 0.1 нм. Ширина доплеровски уширенного контура H_α -линии, излучаемой возбужденными атомами водорода ускоренного пучка, [4]

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_o \beta_\perp \cos\theta, \quad (16)$$

в нашем случае будет равна 0.13 нм. Для разделения по спектру этих двух H_α -линий необходимо угол регистрации φ_r выбрать несколько отличным от магического угла φ_M . Отклонение угла регистрации $\Delta\varphi_r$ от магического угла должно удовлетворять условию [4]

$$\pm\Delta\varphi_r \leq 10^2 \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_o \beta_\parallel} \leq 30^\circ. \quad (17)$$

при котором вкладом от разброса продольных скоростей пучка $\Delta\beta_\parallel$ в ширину доплеровского контура смещенной H_α -линии можно пренебречь. Следовательно угол регистрации доплеровской системы можно выбрать равным $\varphi_r = 60^\circ$. В этом случае разделение по спектру двух H_α -линий составит 2.3 нм, что позволяет достаточно просто выделить смещенную H_α -линию, излучаемую ускоренным пучком. Вклад в ширину доплеровского контура $\Delta\lambda_D$ H_α -линии при этом будет равен порядка 10^{-3} нм.

Вклад в ширину доплеровского контура, связанный с угловой апертурой $\Delta\varphi_A$ приемного блока доплеровской системы, устраняется при выполнении условия [4]

$$\Delta\varphi_A \leq \frac{0.1\Delta\lambda_D}{\lambda_o \beta_\parallel} \leq 0.3^\circ. \quad (18)$$

Увеличение интенсивности регистрируемой H_α -линии достигается при использовании линзы L_1 в приемном блоке доплеровской системы диаметром D (рис.1), в фокусе f которого находится щель шириной равной

$$\Delta l = f \cdot \Delta\varphi_A. \quad (19)$$

При фокусе линзы $f = 20$ см ширина щели приемного блока должна составлять 1 мм. Излучение H_α -линии из приемного блока доплеровской системы с помощью волоконно-оптического кабеля выводится для спектрального анализа в спектральный блок, состоящий из монохроматора и скрещенного с ним сканирующего интерферометра Фабри-Перо. Монохроматор выделяет смещенную H_α -линию, испускаемую возбужденными атомами водорода ускоренного пучка, а ширина доплеровского контура регистрируется с помощью сканирующего интерферометра и фотоумножителя, сигнал с которого подается на ЭВМ.

4 Выводы

Сделанные в настоящей работе расчеты показывают, что для невозмущающего контроля расходимости и эмиттанса пучка ионов H^- , вытягиваемого из источника, можно использовать пассивную доплеровскую спектроскопию пучка частично возбужденных атомов водорода, которые получаются при нейтрализации ионов пучка и возбуждении атомов водорода пучка на остаточном газе в тракте источника. При этом нет необходимости вводить в тракт источника газовую мишень и для регистрации доплеровского контура H_α -линии можно использовать фотоэлектронную регистрацию контура H_α -линии, а не режим счета фотонов.

Литература

- [1] *Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г.* Формирование пучков ионов H^- для ускорителей в поверхностно-плазменных источниках // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1979, N79-17.
- [2] *Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Трошков М.Л.* Особенности формирования пучков ионов H^- в поверхностно-плазменных источниках для ускорителей // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1982, N82-110.
- [3] *Derevyankin G.E., Dudnikov V.G.* Production of brightness H^- beams in surface plasma source // AIP Conf. Proc., 1984, N111, p.376-397.
- [4] *Анциферов В.В.* Доплеровская спектроскопия высокоинтенсивных пучков атомов и ионов // ЖТФ. 1992, т.62, вып.5, с.71-80.
- [5] *Antsiferov V.V.* Measurement of high intensity atomic and ionic beams by using method of Doppler laser spectroscopy // AIP Conf.Proc., 1993, -N287, p.616-617.
- [6] *Анциферов В.В., Бескоровайный В.В.* Параметры плазмы водородно-цезиевого разряда планотронного источника ионов H^- // ЖТФ. 1993, т.63, вып.4, с.50-57.
- [7] *Анциферов В.В., Бескоровайный В.В.* Пространственно-временные характеристики разряда пеннинговского источника ионов H^- // ЖТФ, 1993, т.63, вып.5, с.41-47.
- [8] *Tawara H., Russek A.* Charge changing processes in hydrogen beams // Rev. Mod. Phys., 1973, v.45, N2, p.178-229.
- [9] *Geddes J., Hill J., Gilbody H.B.* Formation of excited hydrogen atoms in electron detachment collisions by 3-25 keV H^- ions // J.Phys.B: Atom. Mol. Phys., 1981, v.14, N12, p.4837-4846.
- [10] *Hughes R.H., Petefisch H.M., Kisner H.* Excitation of H atoms to the n=3 states by impact of 10-to 35 keV ground-state H atoms on He, Ne, Ar, H_2 , N_2 // Phys. Rev., 1972, v.5, N5, p.2103-2106.

В.В. Анциферов

**Бесконтактное измерение расходимости
пучка ионов H^- в источнике**

V. V. Antsiferov

Non-contact measurement of H^- ion
beams divergence in a source

ИЯФ 96-54

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 31.07.1996 г.

Сдано в набор 27.09.1996 г.

Подписано в печать 27.09.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.7 печ.л., 0.6 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ N° 54

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.